

5. С. Л. Харатьян, Ю. М. Григорьев, А. Г. Мержанов. Изв. АН СССР Металлы, 1977, 3, 178.
6. С. Г. Вадченко, Ю. М. Григорьев. ФММ, 1975, 40, 6, 1204.
7. А. Г. Мержанов, Ю. М. Григорьев и др. ИФЖ, 1972, 22, 6.
8. D. W. Bridges, W. M. Fassell. J. Electrochem. Soc., 1958, 103, 326.
9. G. C. Fryburg, H. M. Murhy. Trans. Met. Soc. Amer. Inst. Met. Eng., 1958, 212, 660.
10. E. Gulbransen, M. C. Andrew. J. Electrochem. Soc., 1958, 105, 4.
11. Термодинамические свойства неорганических веществ. Под ред. А. П. Зефирова. М., «Атомиздат», 1965.
12. И. И. Корнилов, В. В. Глазова. Взаимодействие тугоплавких металлов переходных групп с кислородом. М., «Наука», 1967.
13. P. Koistad, S. Esprevik. J. Electrochem. Soc., 1965, 112, 153.
14. I. Loriers. Compt. rend., 1949, 229, 547.
15. Кинетика высокотемпературных процессов. Под ред. Кинджери. М., «Металлургия», 1965.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ САМОРАСПРОСТРАНЯЮЩЕЙСЯ ВОЛНЫ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО СИНТЕЗА

*Т. С. Азатян, В. М. Мальцев, А. Г. Мержанов,  
В. А. Селезнев*

(Москва)

Процесс самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС) — пример экзотермической реакции с образованием тугоплавких соединений [1]. В [2, 3] экспериментально и теоретически показано, что во фронте волны синтеза развиваются высокие температуры, значительно превосходящие 2000 К. Цель данной работы — экспериментальное изучение распределений монохроматической  $\epsilon_\lambda$  и интегральной  $\epsilon$  излучательных способностей по волне горения смесей титана с углеродом, бором, кремнием в спектральном диапазоне 0,38—0,75 мкм.

Монохроматическая излучательная способность  $\epsilon_\lambda$  определялась как отношение монохроматических яркостей излучения образца и эталона [4]. Интегральная излучательная способность определялась путем численного интегрирования уравнения энергетической светимости [5]:

$$E = c_1 \int_{\lambda_a}^{\lambda_b} \frac{\epsilon_\lambda d\lambda}{\lambda^5 (e^{hc/\lambda T} - 1)} = \epsilon (F_b - F_a) \sigma \cdot T^4,$$

где  $c_1$ ,  $\sigma$ ,  $c_2$  — константы;  $\lambda$  — длина волны;  $\lambda_a$ — $\lambda_b$  — спектральный диапазон;  $T$  — температура;  $F_a$ ,  $F_b$  — коэффициенты, зависящие от длины волны и температуры;  $\epsilon_\lambda$  — экспериментально измеренная монохроматическая излучательная способность.

Измерение распределения температуры проводилось цветовым методом [6]. В качестве компонентов смесей использовались: титан марки ПТС исходного размера  $r \leq 280$  мкм, ламповая сажа марки ПМ-163 ( $r \sim 0,1$  мкм), аморфный бор чистоты 97% ( $r < 1$  мкм), полупроводниковый кремний чистоты 99,5% и размером менее 30 мкм. Исследовались образцы цилиндрической формы диаметром 10—15 мм, относительной плотностью 0,5—0,7.

Спектр излучения горящих образцов по волне синтеза исследовался методом скоростной спектроскопии [6]. В работе использовался

разработанный в ИХФ АН СССР спектральносканирующий монохроматор СКМ-1 [7], позволяющий сканировать спектры излучения с частотами до 100 1/с в спектральном диапазоне, определяемым выбранным приемником излучения.

На рис. 1 приведена блок-схема экспериментальной установки. Сжигание исследуемого образца 10 проводилось в бомбе постоянного давления 3 в инертной среде аргона при давлении 10 атм. Воспламенение образца производилось вольфрамовой спиралью 4. Изображение поверхности горящего образца проецировалось объективом 5 на входную щель сканирующего монохроматора 6. Далее световой сигнал за выходной щелью монохроматора преобразовывался фотоумножителем 7 с последующим усилением сигнала усилителем 8 и регистрацией на светолучевом осциллографе типа НО-23 9. Одновременно на осциллографе регистрировались отметки времени, необходимые для расшифровки осциллограмм во времени, и реперные метки монохроматора, необходимые для идентификации спектра по длинам волн. Градуировка сканирующего монохроматора по длинам волн осуществлялась с помощью ртутно-гелиевой лампы типа ДРТС/12.

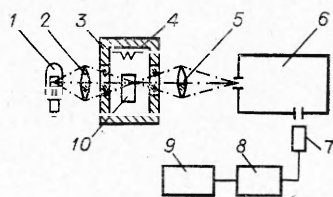


Рис. 1. Блок-схема установки.

Калибровка всего измерительного тракта по плотности потока излучения проводилась с помощью эталонной вольфрамовой лампы типа СИ-6-100 1, предварительно проградуированной с помощью оптического пирометра типа ЭОП-66. Объектив 2 применялся для построения изображения калибровочных ламп в плоскости образца, с которой регистрировалось излучение в масштабе 1:1, тем самым осуществлялось полное геометрическое подобие всей оптической системы установки.

Спектральная плотность потока излучения вольфрамовой лампы определялась из соотношения  $u_1(\lambda, T) = \epsilon_1(\lambda, T) u_0(\lambda, T)$ , где  $u_0(\lambda, T)$  — спектральная плотность потока излучения черного тела при температуре  $T$  в длине волны  $\lambda$ ;  $\epsilon_1(\lambda, T)$  — излучательная способность вольфрама при  $T$  и  $\lambda$  [8, 9]. Зная температуру вольфрамовой лампы и излучательную способность вольфрама при рабочей длине волны, весь тракт измерения можно прокалибровать в абсолютных единицах плотности потока излучения.

Волну самораспространяющегося высокотемпературного синтеза можно условно разделить на три зоны: прогрева, высокотемпературных интенсивных химических превращений и догорания [2, 10]. В работе исследовались излучательные способности последних двух зон.

Известно [4, 11], что у металлов и тугоплавких соединений типа карбида, боридов и нитридов существует определенная длина волны  $\lambda_0$  (ее значение в большинстве случаев лежит в близкой ИК-области спектра), при которой монохроматическая излучательная способность  $\epsilon(\lambda, T)$  указанных веществ не зависит от  $T$ .

На рис. 2 приведены экспериментально измеренные температурные профили волны горения смесей Ti—C и Ti—2B. На рис. 3 приведены экспериментальные зависимости  $\epsilon(\lambda, T)$ , соответствующие точкам М1—М6 на температурном профиле волны горения смеси Ti—C. Зависимости, соответствующие точкам М1—М3, пересекаются при  $\lambda_0 \approx 0,61$  мкм, а для зависимостей, соответствующих точкам М4—М6, такое пересечение не наблюдается. Из приведенных на рис. 3 результатов вытекает, что исследуемую часть волны горения смеси Ti—C (титан размером менее 45 мкм) можно условно разделить на две области: первая соответствует точкам М1—М3, вторая — точкам М4—М6.

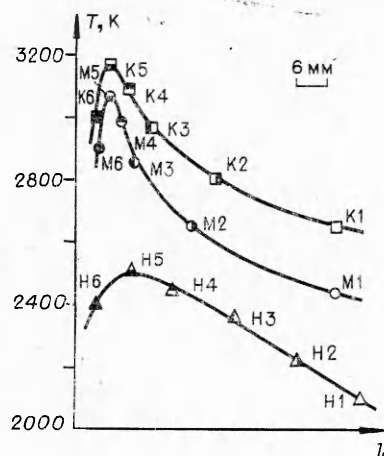


Рис. 2. Распределение температуры по волне горения для составов: Ti—C (кривые M1—M6), размер частиц титана менее 45 мкм; Ti—2В (кривые K1—K6), размер частиц титана менее 45 мкм; Ti—C (кривые H1—H6), размер частиц титана 250—280 мкм.

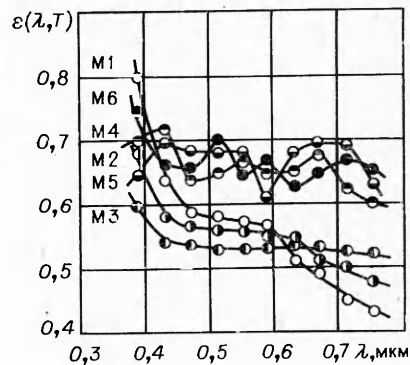


Рис. 3. Зависимость монохроматической излучательной способности от длины волны для точек M1—M6 температурного профиля состава Ti—C.

В первой области изменение зависимости  $\epsilon(\lambda, T)$  от  $\lambda$  подчиняется закономерностям, характерным для тугоплавких соединений [4, 11], и существует длина волны  $\lambda_0 \approx 0,61$  мкм, в которой излучательная способность не зависит от температуры. Это может свидетельствовать о том, что в этой области волны горения излучение соответствует излучению конечного продукта — карбида титана. Во второй области в зависимости излучательной способности от длины волны в спектральном диапазоне (0,38—0,75 мкм) определенной закономерности не наблюдается. В этой области, по-видимому, протекают химические реакции и относительное увеличение  $\epsilon(\lambda, T)$  по сравнению с областью точек M1—M3, наиболее вероятно, связано с излучением непрореагировавшего углерода, излучательная способность которого превосходит излучательную способность титана и карбида титана.

На рис. 4 приведены экспериментальные зависимости излучательной способности от длины волны, соответствующие точкам K1—K6 на температурном профиле волны горения смеси Ti—2В. Как и в случае смеси Ti—C (титан размером менее 45 мкм), по характеру зависимости  $\epsilon(\lambda, T)$  от  $\lambda$  можно выделить две области: первая соответствует точкам K1—K3, вторая — точкам K4—K6. В первой области существует длина волны  $\lambda_0 \approx 0,69$  мкм, в которой излучательная способность смеси Ti—2В не зависит от температуры. Во второй области (K4—K6) подобное пересечение не наблюдается. Указанные экспериментальные факты свидетельствуют о том, что в первой области химическая реакция не протекает (излучение в области точек K1—K3 соответствует излучению конечного продукта — TiB<sub>2</sub>), а вторая область соответствует зоне высокотемпературных химических превращений.

Аналогичные результаты получены и для смеси крупнодисперсного титана 250—280 мкм и углерода, для которой  $\lambda_0 \approx 0,60$  мкм (рис. 5). Однако в случае крупнодисперсного титана наблюдается уширение зоны интенсивных химических реакций (см. рис. 2). Отмеченное уширение зоны реакции при исследовании зависимости излучательной способности по волне горения от длины волны при переходе к крупнодисперсному титану наблюдалось в работе [2].

Анализ составов Ti—В с титаном размером менее 30 мкм (конечный продукт TiB) и Ti—0,6Si с титаном размером менее 63 мкм (конечный продукт Ti<sub>5</sub>Si<sub>2</sub>) показало, что в спектральном диапазоне

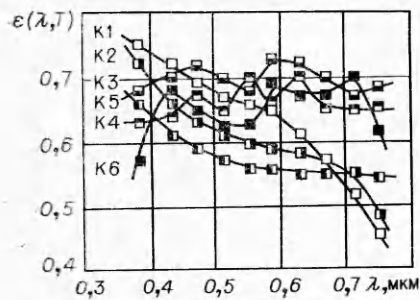


Рис. 4. Зависимость монохроматической излучательной способности от длины волны для точек К1—К6 температурного профиля состава Ti—2В.

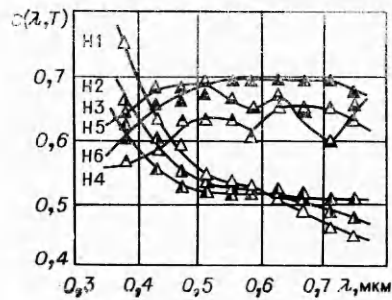


Рис. 5. Зависимость монохроматической излучательной способности от длины волны для точек Н1—Н6 температурного профиля состава Ti—С.

0,38—0,75 мкм не наблюдается длины волны, при которой излучательная способность не зависит от температуры. Это, по-видимому, может быть объяснено ограниченностью спектральной области исследования. Результаты расчета показали, что интегральная излучательная способность  $\epsilon(T)$  на волне горения исследуемых составов изменяется незначительно. Среднее значение  $\epsilon(T)$  для составов Ti—С, Ti—2В, Ti—В и Ti—0,6Si составляет 0,58; 0,61; 0,28; 0,58 соответственно.

Таким образом, с помощью исследования монохроматической излучательной способности в волне горения составов Ti—С и Ti—2В можно выделить зону химических превращений и зону догорания, тепловое излучение которой соответствует излучению конечного продукта.

Поступила в редакцию  
19/1 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Мержанов, И. П. Боровинская. Докл. АН СССР, 1972, 204, 2.
2. Т. С. Азатян, В. М. Мальцев и др. ФГВ, 1977, 13, 2.
3. Н. П. Новиков, И. П. Боровинская, А. Г. Мержанов.— В сб.: Процессы горения в химической технологии и металлургии. Под ред. А. Г. Мержанова. Черноголовка, 1975.
4. Излучательные свойства твердых материалов. Под ред. А. Е. Шейндлина. М., «Энергия», 1974.
5. Т. Р. Гаррисон. Радиационная пирометрия. М., «Мир», 1964.
6. П. Ф. Похил, В. М. Зайцев, В. М. Мальцев. Методы исследования процессов горения и детонации. М., «Наука», 1969.
7. П. Ф. Похил, В. М. Мальцев и др. Передовой научно-технический и производственный опыт. ГОСИНТИ, № 18-66-713/43.
8. R. D. Lagabee. J. Opt. Soc. Amer., 1959, 49, 619.
9. De Vos. Physica, 1954, 20, 669.
10. А. П. Алдушин, А. Г. Мержанов, Б. Н. Хайкин. Докл. АН СССР, 1972, 204, 5, 1139.
11. Д. Я. Свет. Объективные методы высокотемпературной пирометрии при непрерывном спектре излучения. М., «Наука», 1968.